

## НЕЙТРИННЫЕ ПУЧКИ ЛИНЕЙНЫХ И КОЛЬЦЕВЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

В.А. Царев, В.А. Чечин

УДК 621.384

*Проведено сравнение эффективности нейтринных пучков кольцевых протонных и линейных пионных ускорителей для генерации мюонов и термоакустического и радиосигналов в среде.*

При обсуждении возможности использования нейтрино для геофизических и геологических исследований обычно предполагается, что источником нейтринных пучков будут кольцевые протонные ускорители мультитэвных энергий /1, 2/. В работе /3/ была указана возможность получения нейтринных пучков на линейных ускорителях, в которых ускоряются пионы. Так, на ускорителе ВЛЭПП можно рассчитывать на получение  $\sim 10^{13}$  монохроматических пионов в 1 с с энергией  $E_{\pi} \sim 1$  ТэВ, распады которых дадут интенсивный пучок высокоэнергичных нейтрино. Представляется интересным провести сравнение эффективности нейтринных пучков от линейных пионных и кольцевых протонных ускорителей с точки зрения геологических приложений. Имея в виду использование потока мюонов, термоакустического и радиосигналов, генерированных нейтринным пучком /1, 2, 4/, будем проводить сравнение для следующих величин:  $dN_{\mu}(0)/dS$  — плотности потока равновесных мюонов на оси пучка; полного числа равновесных мюонов  $N_{\mu}$ , сопровождающих нейтринный пучок в веществе и определяющих величину радиосигнала /4/; удельного энерговыделения  $dW/du$  и ширины пучка  $\Delta$  — параметров, определяющих величину термоакустического импульса  $P \sim (dW/du) \Delta^{-3/2}$

Для кольцевых ускорителей указанные величины были вычислены в работах /1, 2, 4/:

$$dN_{\mu}(0)/dS = C_1 N_p I E_p^3 / L^2,$$

$$N_{\mu} = C_2 N_p I E_p, \quad (1)$$

$$dW/du = C_3 N_p I E_p \rho, \quad \Delta = \Delta_0 L / E_p.$$

Здесь  $N_p$ ,  $E_p$  — число и энергия протонов;  $l$  — длина распадного канала;  $L$  — расстояние между ускорителем и детектором;  $\rho$  — плотность среды.

Учитывая рождение и распады  $\pi^+$  и  $K^+$ -мезонов и используя параметризацию инклюзивных спектров в виде  $dN_i/dx = (\sigma_i/\sigma_{abs}) (1-x)^3/x$ ;  $i \rightarrow \pi^+, K^+$ , получим [2]:

$$C_1 = (\epsilon\kappa/\pi) \sum_i B_i W_i^{(0)} (\sigma_i/60\sigma_{abs}),$$

$$C_2 = \frac{\epsilon}{3} \sum_i B_i (m_i c^2)^2 W_i (\sigma_i/4\sigma_{abs}),$$

$$C_3 = (2a\epsilon/3 \cdot 0,8) \sum_i B_i (m_i c^2)^2 (\sigma_i/4\sigma_{abs}), \quad (2)$$

$$B_i = w_i \eta_i^2 N_a \sigma_0 / 2a m_i c^2 (\tau_i c),$$

$$\frac{\sigma(\nu N \rightarrow \mu X)}{\sigma(\nu N \rightarrow \text{все})} \sim 0,8.$$

Параметры  $\epsilon$  и  $\kappa$  учитывают эффективность мишени и степень фокусировки вторичного пучка (типичные значения  $\epsilon \sim 0,3$ ;  $\kappa \sim 0,3 \div 1,0$ ); функции  $W$  – отклонение энергетических потерь мюонов –  $dx_\mu/dy = \rho(a + bE_\mu)$  от постоянного значения  $a\rho$ . В пределе  $bE_\mu/a \ll 1$ ,  $W \rightarrow 1$ . Это приближение будет использовано для оценок. При вычислениях использовались следующие значения параметров:  $w_\pi = 1$ ;  $w_K = 0,63$ ;  $\eta_\pi = 0,43$ ;  $\eta_K = 0,95$ ;  $m_i, \tau_i$  – масса и время жизни мезонов.

Аналогичные выражения могут быть получены для исходного монохроматического пучка пионов от пионного линейного ускорителя. При этом в (1) следует заменить  $E_p \rightarrow E_\pi$ ,  $N_p \rightarrow N_\pi$ ,  $\epsilon\kappa \rightarrow 1$ , опустить сумму и последний множитель в  $C_j$ , а функции

$$W_0 \rightarrow W'_0 = \frac{2}{Z^2} [(1+Z) \ln(1+Z) - Z], \quad Z = \frac{b}{a} \eta_\pi E_\pi,$$

$$W \rightarrow W' = \frac{3}{Z^2} \left[ \frac{(1+Z)^2 \ln(1+Z)}{Z} - 1 - \frac{3}{2} Z \right],$$

как и в предыдущем случае, в пределе  $\eta_\pi bE_\pi/a \ll 1$  заменить единицей. Подставляя в (2)  $\sigma_\pi/\sigma_{abs} \approx 10 \sigma_K/\sigma_{abs} \approx 5/7$ ,  $\sigma_0 = 0,67 \cdot 10^{-35}$  см<sup>2</sup>/нукл.ТэВ, получим следующие значения констант:

$$\begin{aligned}
C_1^{(p)} &= \epsilon \kappa (6,5 + 1,2) \cdot 10^{-16} \text{ м}^{-2}; & C_1^{(\pi)} &= 5,0 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2}; \\
C_2^{(p)} &= \epsilon (2,0 + 4,5) \cdot 10^{-10}; & C_2^{(\pi)} &= 1,0 \cdot 10^{-9}; \\
C_3^{(p)} &= \epsilon (1,7 + 3,8) \cdot 10^{-15} \text{ эрг/см}; & C_3^{(\pi)} &= 8,8 \cdot 10^{-15} \text{ эрг/см}; \\
\Delta_0^{(p)} &= 490 \text{ м}; & \Delta_0^{(\pi)} &= 42 \text{ м}.
\end{aligned} \tag{3}$$

При этом в (1):  $l$  — в км;  $E_p$  — в ТэВ;  $L$  — в  $10^3$  км.

В скобках первое число соответствует вкладу  $\pi^+$ , второе —  $K^+$ -мезонов. Усредненное по времени значение  $\bar{N}_p$  для циклических ускорителей равно отношению числа протонов за один импульс к длительности цикла. Для УНК  $\bar{N}_p \approx 0,75 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ , в /1/ использовано  $\bar{N}_p \approx 1,5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ . Примем  $\bar{N}_p \approx 10^{13} \text{ с}^{-1}$  как для циклических, так и для линейных ускорителей (заметим, что значение  $\bar{N}_p$  в импульсе линейного ускорителя составляет  $\sim 6 \cdot 10^{22} \text{ с}^{-1}$ , что в  $10^3$  больше, чем  $\bar{N}_p$  для кольцевого ускорителя протонов).

Из (1) — (3) следует, что энергии  $E_\pi$  и  $E_p$ , при которых могут быть получены одинаковые значения  $dN_\mu/dS$ ,  $N_\mu$ ,  $dW/dy$  и  $P$ , соотносятся следующим образом: для  $dN_\mu/dS$   $K = E_p/E_\pi = 10$ ; для  $N_\mu$  и  $dW/dy$   $K = 5$ ; для  $P$   $K \approx 1,5$ . Таким образом, пионные ускорители становятся конкурентноспособными с точки зрения "дальних" нейтрино с протонными кольцевыми ускорителями при энергиях пионов  $\sim$  в 5-10 раз меньших, чем энергии протонов  $E_p$ .

Кроме того, из-за малой длительности импульса пионов облегчается отделение мюонного сигнала от фона и появляется возможность когерентного радиоизлучения всего импульса на длинах волн  $\lambda \sim \delta x \sim 1$  см. Достоинствами пионных ускорителей являются также более простое управление пучками, благодаря меньшей энергии частиц, и монохроматичность пионов, что важно для ряда фундаментальных исследований.

Авторы благодарны А.Н. Скринскому и В.А. Сидорову за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию 1 августа 1984 г.

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. De Rujula et al. Phys. Reports, 99, 341. (1983).
2. Салеев В.А., Царев В.А., Чечин В.А. Препринт ФИАН № 145, М., 1984.
3. Балакин В.Е., Скринский А.Н. Линейные встречные пучки — перспектива развития. Изд. МИФИ, М., 1984.
4. Аскарьян Г.А. Письма в ЖЭТФ, 39, № 7, 334 (1984); Царев В.А., Чечин В.А. Препринт ФИАН № 248, М., 1984.